

Волновые функции баллистического электрона и отрицательное магнитосопротивление в малом кольцевом интерферометре

О. А. Ткаченко¹⁾, В. А. Ткаченко, Д. Г. Бакшеев

Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 11 декабря 2003 г.

После переработки 12 февраля 2004 г.

Расчетом двумерного баллистического магнитотранспорта показано, что крупномасштабные пики сопротивления, характерные для малых кольцевых интерферометров в нулевом магнитном поле, подавляются при $B \sim 1$ Тл. Этот результат объясняется особенностями интерференционной картины в местах слияния квантовых проволок и находится в качественном соответствии с экспериментами.

PACS: 73.23.Ad, 73.50.-h

Идеальный кольцевой интерферометр представляет собой устройство, созданное из одномерных квантовых проволок. Первые теоретические работы [1, 2], в которых точки соединения подводящих квантовых проволок с кольцом считались бесструктурными, а проволоки однородными, предсказывали периодическую 100%-ную модуляцию кондактанса при изменении магнитного поля – осцилляции Ааронова–Бома (АБ). Причина эффекта – прохождение через резонансные уровни кольца. Однако в реальности осцилляции АБ [3–5] имеют существенно меньшую амплитуду и в ряде случаев наблюдаются на фоне крупномасштабных особенностей кондактанса [5–8]. Часто в измерениях присутствует отрицательное магнитосопротивление [7–12].

Очевидно, что реальный интерферометр гораздо сложнее одномерной модели, поскольку проволоки имеют конечную ширину и в местах разветвления проволок на рукава кольца имеются глубокие потенциальные ямы треугольной формы – квантовые точки. Как показывает самосогласованный расчет трехмерного электростатического потенциала и электронной плотности [6, 8, 13], эти квантовые точки имеют много одночастичных уровней, которые должны оказывать влияние на прохождение через интерферометр. Расчеты двумерного баллистического транспорта в нулевом магнитном поле показывают, что треугольные точки вызывают дополнительное отражение и даже запираение интерферометра. Этот вывод следует из сравнения картин крупномасштабных пиков и провалов на зависимости проницаемости от

энергии для всего устройства и одной треугольной точки [6, 8].

Аналогичная последовательность квазипериодических пиков сопротивления в зависимости от затворного напряжения была получена экспериментально для малых кольцевых интерферометров ($r = 130$ нм) [7, 8]. Обнаружено, что в провалах кондактанса имеется большое отрицательное магнитосопротивление и кондактанс с ростом магнитного поля приближается к величине $\sim 2e^2/h$ [9]. Объяснение всех этих фактов требует численного исследования влияния магнитного поля на поведение баллистического электрона в реалистическом потенциале интерферометра. Заметим, что ранее для моделирования магнитотранспорта в интерферометре использовались простые модельные потенциалы, не учитывающие электростатику структуры [14, 15].

В настоящей работе мы исследуем волновые функции и магнитотранспорт в малых интерферометрах, для которых роль треугольных точек проявляется наиболее ярко. Мы показываем, что в нулевом магнитном поле зависимость кондактанса однодогового интерферометра от энергии Ферми представляет собой чередование участков высокого, $G \approx 2e^2/h$, и низкого, $G \ll 2e^2/h$, прохождения. Волновые функции, соответствующие интервалам низкого кондактанса, в области треугольной точки имеют симметрию, подавляющую прохождение баллистического электрона в рукава кольца. Магнитное поле нарушает эту симметрию и увеличивает вероятность прохождения через интерферометр.

Для расчета проницаемости интерферометра мы использовали метод [16], являющийся расширением метода рекурсивных функций Грина [17]. Он позво-

¹⁾e-mail: otkach@isp.nsc.ru

ляет решать уравнение Шредингера в магнитном поле для реалистических потенциалов сложной геометрии. Преимуществом метода [16] является то, что матрицы амплитуд прохождения и отражения и волновые функции вычисляются одновременно в каждой точке решетки, используемой для дискретизации области расчета. Важной характеристикой метода является его устойчивость. Кондактанс устройства определялся по многоканальной формуле Ландауэра–Бьютткера [18]. Двумерный эффективный потенциал, необходимый для расчета кондактанса и волновых функций, получен моделированием трехмерной электростатики интерферометра, созданного травлением из GaAs/AlGaAs гетероструктуры [6]. Литографические размеры по сравнению с указанной работой уменьшены (средний радиус кольца $r = 105$ нм). Для простоты мы выбрали симметричный профиль травления и не учитывали флуктуационный потенциал примесей (однородное легирование). В нашем случае ширина каналов в самых узких местах в кольце и между кольцом и резервуарами с двумерным электронным газом примерно одинакова и мала, что позволяет получать одноэлектронный режим одновременно во всех сужениях на достаточно большом интервале энергий 1.3–8 мэВ. Нижняя граница интервала соответствует первому уровню поперечного квантования в узком месте входного канала интерферометра, верхняя граница – второму уровню в рукавах кольца. Выбор данной ситуации для рассмотрения мотивирован следующим. Когда каналы, соединяющие кольцо с резервуарами, оказываются гораздо уже, чем в рукавах кольца, и имеют туннельные барьеры, то возможна одноэлектронная зарядка многомодового кольца [19]. Обратное условие приводит к случаю, когда две открытые треугольные точки разделены туннельными барьерами в рукавах кольца. Понятно, что оба варианта туннелирования делают проницаемость устройства низкой. Однако эти случаи вряд ли реализуются в эксперименте [9], поскольку в магнитном поле ~ 1 Тл кондактанс интерферометра был близок к кванту $2e^2/h$ на значительной части интервала по затворному напряжению, что было бы невозможно в туннельном режиме.

Расчет зависимости проницаемости интерферометра от энергии баллистических электронов $T_{\text{ring}}(E_F)$ показывает, что в нулевом магнитном поле пики прохождения перемежаются с глубокими провалами (рис.1). Для сравнения выполнен расчет проницаемости для половинки интерферометра $T_{\text{dot}}(E_F)$ (предполагается, что волна уходит по двум параллельным каналам, продолжающим рукава кольца). Видно, что две кривые в основных

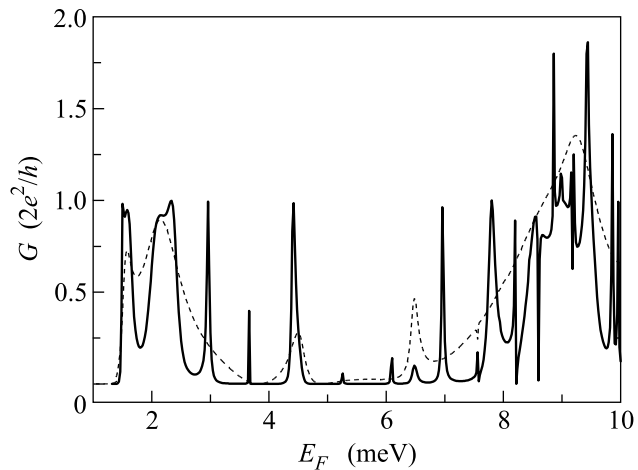


Рис.1. Вычисленный кондактанс малого симметричного интерферометра T_{ring} (сплошная линия) и треугольной квантовой точки T_{dot} (штриховая линия) в зависимости от энергии Ферми при $B = 0$

чертах коррелируют, а дополнительные резонансы на кривой $T_{\text{ring}}(E_F)$ для интерферометра возникают в результате кольцевого движения. Возникает вопрос, почему в нулевом магнитном поле кондактанс интерферометра имеет широкие и глубокие провалы на интервале 1.3–8 мэВ, тогда как проницаемость рукавов кольца и подводящих каналов близка к полной.

Рассмотрим графики плотности вероятности в интерферометре, отвечающие состояниям полного прохождения (рис.2а) и полного отражения (рис.2б). Предполагается, что электроны падают слева по первой моде поперечного движения. Поскольку кольцо и треугольные точки имеют малый размер и энергия падающих частиц низкая, прохождения определяется квантовой интерференцией. Состояние с энергией $E_F = 2.34$ мэВ отвечает резонансу прохождения $T_{\text{ring}} = 0.99$ через объединенную систему “точка–кольцо”. На рис.2а видно, что волновая функция делокализована по всей системе; стоячая волна вдоль кольца состоит из 16 пучностей.

Рассмотрим теперь состояние с энергией $E_F = 5.66$ мэВ и $T_{\text{ring}} = 1.5 \cdot 10^{-4}$ (рис.2б), которое соответствует подавленному прохождению. В нулевом магнитном поле волновая функция представляет собой стоячую волну, возникающую между антиточкой и резервуаром, и имеет такую симметрию в первой треугольной точке, которая запрещает прохождение в рукава кольца. Действительно, два максимума плотности вероятности на входе в рукава отвечают второй моде поперечного движения. Эта мода не смешивается с первой и полностью отражается,

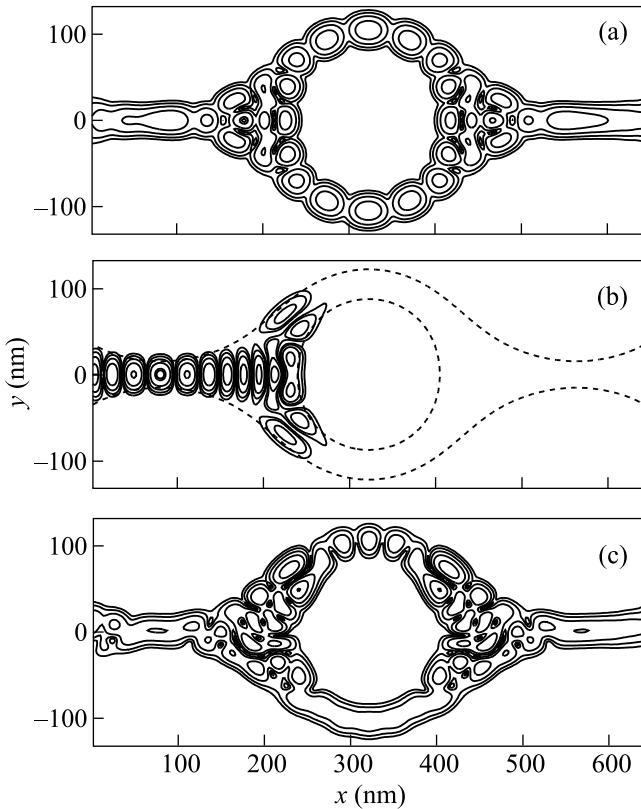


Рис.2. Распределение плотности вероятности в электронной волне, падающей по первой моде: (a) проницаемость интерферометра $T_{\text{ring}} = 0.99$ при $E_F = 2.34$ мэВ и $B = 0$; (b) $T_{\text{ring}} = 1.5 \cdot 10^{-4}$ при $E_F = 5.66$ мэВ и $B = 0$. Пунктир показывает границу классически разрешенной области $E_F = U_{\text{eff}}$. (c) $T_{\text{ring}} = 1$ при $E_F = 5.62$ мэВ и $B = 1$ Тл. Изолинии плотности вероятности отвечают уровням: 0.01, 0.0316, 0.1, 0.316, 1 и максимальным значениям 1.2 (a), 1.4 (b), 2.3 (c)

поскольку закрыта для прохождения в узких местах каналов. На рис.2b видно, что электрон туннелирует на небольшую глубину в классически запрещенную область двумерного эффективного потенциала $E_F < U_{\text{eff}}$. Аналогичные картины плотности вероятности имеются для других состояний минимального прохождения при $B = 0$ ($E_F = 3.83$ мэВ, $E_F = 4.9$ мэВ). Заметим, что в симметричных одномоновых интерферометрах, не имеющих квантовых ям в местах слияния каналов, состояния отражения в нулевом магнитном поле возникают только в результате деструктивной интерференции волн на выходе из кольца [15]. При этом плотность распределения электрона по кольцу всегда отлична от нуля [20]. Напротив, мы исследуем состояния отражения, когда электрон вовсе не проникает в кольцо, хотя движение по первой моде открыто. С увеличением магнитного

поля симметрия в положении максимумов плотности вероятности в треугольной точке на входе в кольцо нарушается и вероятность прохождения через интерферометр растет. На рис.2c показано состояние полного прохождения в магнитном поле $B = 1$ Тл для энергии $E_F = 5.62$ мэВ.

Влияние магнитного поля проявляется в осцилляциях Ааронова–Бома (рис.3a) и отрицательном магнитосопротивлении (рис.3b). Заметим, что одномерная модель интерферометра дает осцилляции АБ с полной модуляцией амплитуды и периодом, соответствующим кванту потока через кольцо [1, 2]. Близкие результаты получены при упрощенном двумерном моделировании кольцевых одномоновых интерферометров [14, 15]. Однако расчет для реалистического потенциала интерферометра дает качественно другой результат. При полужелтых квантах магнитного потока кондактанс симметричного интерферометра с конечной шириной каналов не подавляется до нуля, как это следовало бы из одномерной модели. Наличие уровней в треугольных точках и их смещение относительно уровней кольца в магнитном поле проявляется на кривой $G(B)$ в виде крупномасштабной модуляции кондактанса и в появлении частых профилей Фано пик-провал. Из-за включения резонансов Фано форма осцилляций АБ не является синусоподобной, а период и фаза сбиваются. Расчеты показывают, что для состояний с $T_{\text{ring}} = 1$ при $B = 0$, несмотря на крупномасштабную модуляцию кондактанса, прохождение с ростом магнитного поля в среднем остается высоким. Напротив, состояния полного отражения в магнитном поле становятся более прозрачными. Из рис.3b видно, что кондактанс $G(B)$ с увеличением магнитного поля растет и уже при $B \approx 1$ Тл достигает кванта $2e^2/h$. Таким образом, при данной энергии мы имеем эффект гигантского отрицательного магнитосопротивления. Для других состояний минимального прохождения при $B = 0$ имеется аналогичное поведение $G(B)$.

Что касается амплитуды осцилляций АБ, то она сложным образом зависит от энергии Ферми, магнитного поля и степени асимметрии кольца. Эффект подавления осцилляций АБ при переходе к туннельному режиму в одном из рукавов кольца мы анализировали в работах [8, 11] вместе с соответствующими экспериментами. На рис.3c мы приводим результат расчета кондактанса $G(B)$ при разных энергиях Ферми для малого интерферометра ($r = 110$ нм) с различающимися ширинами каналов в кольце. Первая мода в одном из рукавов кольца открывается при $E_F = -1$ мэВ, в то время как другой рукав открыт для прохождения уже по двум модам. При $E_F = -2$ мэВ

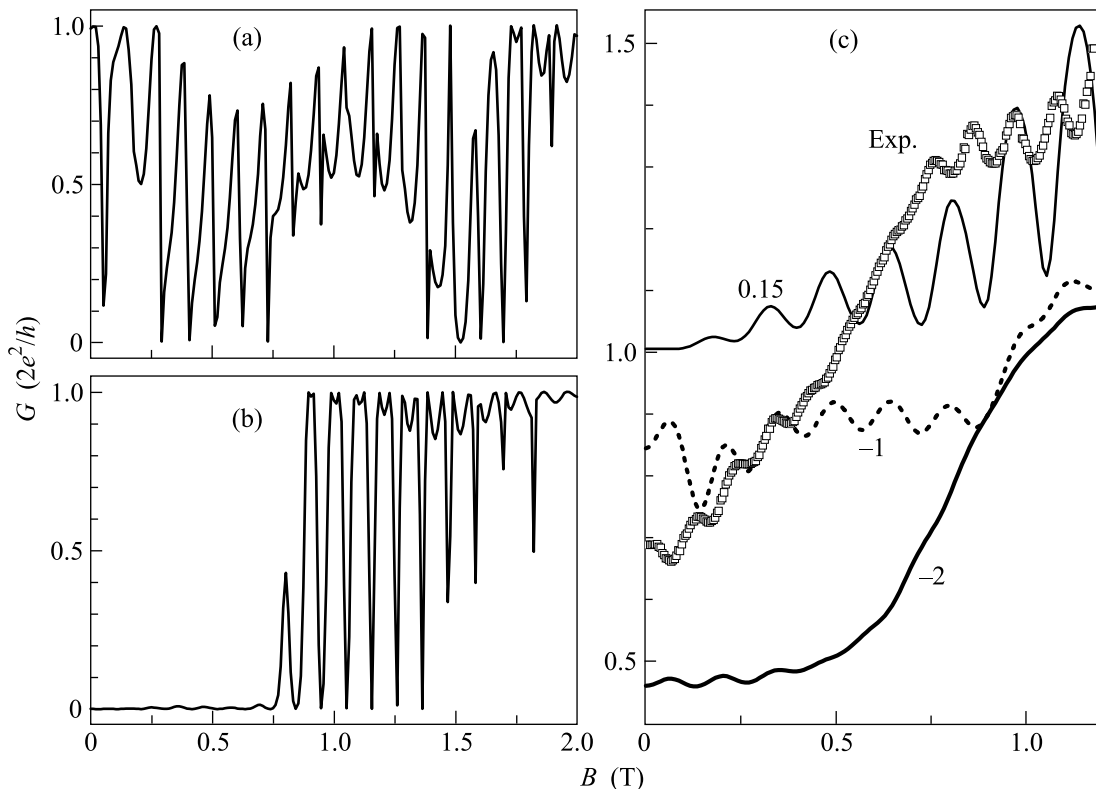


Рис.3. Кондуктанс интерферометра в зависимости от магнитного поля при энергиях Ферми $E_F = 2.34$ мэВ (а) и $E_F = 5.6$ мэВ (б). (с) Эффекты отрицательного магнитосопротивления и подавления осцилляций АБ, полученные для асимметричного кольца из работы [11]. Значения E_F в мэВ указаны возле вычисленных кривых. Для сравнения приведена экспериментальная кривая из [11]

кольцо разорвано туннельным барьером и осцилляции АБ подавлены. При $E_F = -1$ мэВ осцилляции АБ имеют 5%-ную модуляцию, при $E_F \approx 0$ – от 7 до 10% (в эксперименте наблюдается 5%-ная модуляция). Из рассмотрения рис.3 следует, что модель симметричного одномодового интерферометра преувеличивает выразительность эффектов АБ и отрицательного магнитосопротивления по сравнению с экспериментом [9]. Однако учет флуктуационного потенциала [8, 13] и ошибок нанолитографии [8, 11] сближает результаты расчетов и измерений [11].

На рис.4 показаны усредненные с эффективной температурой $T = 1.5$ К зависимости кондуктанса от энергии Ферми в разных магнитных полях, что соответствует условиям экспериментов с малыми кольцами [7–9]. Видно, что глубокие провалы кондуктанса, характерные для $G(E_F)$ в низких магнитных полях, начинают замываться при $B = 0.5$ Тл. При $B = 2$ Тл уже формируются краевые токовые состояния (выход на асимптотики $2e^2/h$, $4e^2/h$). На рис.5 для сравнения приведены экспериментальные результаты из работы [9]. На измеренной зависимости кондуктан-

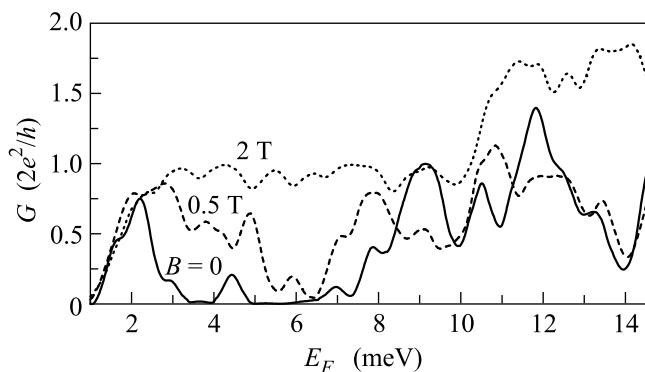


Рис.4. Зависимость кондуктанса от энергии Ферми для кольца из рис.2 при магнитных полях $B = 0$, 0.5 Тл, 2 Тл и температуре 1.5 К

са малого интерферометра от затворного напряжения V_g при $B = 0$ имеются провалы, которые можно сопоставить с провалами кондуктанса на рис.4. Видно, что провалы уменьшаются с ростом магнитного поля сходным образом в моделировании и в эксперименте. Расчет электростатики позволяет сравнивать длины участков по E_F и по V_g , на которых наблю-

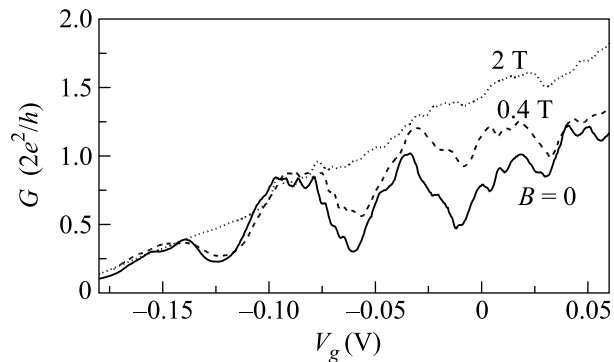


Рис.5. Измеренная при температуре 1.5 К зависимость кондактанса от затворного напряжения для малого кольца из работы [9] (построена по опубликованным данным)

дается качественно подобное поведение кондактанса. В расчетах изменение напряжения V_g на верхнем затворе на 0.05 В вызывает сдвиг одномерных подзон в каналах симметричного интерферометра примерно на 5.5 мэВ. Следовательно, длины интервалов одномерного движения ($G \leq 2e^2/h$) в моделировании и в измерениях соответствуют друг другу.

Итак, двумерное моделирование прохождения через малый интерферометр в одномерном режиме предсказывает высокие пики сопротивления, вызванные обратным рассеянием баллистического электрона в треугольных квантовых точках. С ростом магнитного поля высота этих пиков падает, поскольку возрастает вероятность попадания электрона в рукава кольца. Этот эффект может быть причиной отрицательного магнитосопротивления, наблюдаемого в экспериментах [7–11]. Мы также показали, что амплитуда осцилляций Ааронова–Бома немонотонно зависит от энергии Ферми, величины магнитного поля и степени асимметрии кольца. При переходе к туннельному режиму в одном из рукавов кольца осцилляции АБ подавляются.

Авторы признательны М. В. Энтину, З. Д. Квону, А. А. Быкову и Ж.-К. Порталу за обсуждение, а также А. К. Бакарову за предоставление ранее опубликованных экспериментальных данных. Работа выполнялась при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект # 16516), ФЦНТП ФТНС (проект # 01.40.01.09.04) и программы РАН “Низкоразмерные квантовые структуры”.

1. M. Büttiker, Y. Imry, and R. Landauer, *Phys. Lett.* **A96**, 365 (1983); Y. Gefen, Y. Imry, and M. Ya. Azbel, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 129 (1984); M. Büttiker, Y. Imry, and M. Ya. Azbel, *Phys. Rev.* **A30**, 1982 (1984).
2. Jian-Bai Xia, *Phys. Rev.* **B45**, 3593 (1992).
3. G. Timp, A. M. Chang, J. E. Cunningham et al., *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2814 (1987); C. J. B. Ford, A. B. Fowler, J. M. Hong et al., *Surf. Sci.* **229**, 307 (1990); K. Ismail, S. Washburn, and K. Y. Lee, *Appl. Phys. Lett.* **59**, 1998 (1991); А. А. Быков, З. Д. Квон, Е. Б. Ольшанецкий и др., *Письма в ЖЭТФ* **57**, 519 (1993).
4. З. Д. Квон, Л. В. Литвин, В. А. Ткаченко, А. Л. Асеев, *УФН* **169**, 471 (1999).
5. А. А. Быков, З. Д. Квон, Е. В. Olshanetsky et al., *Physica* **E2**, 519 (1998).
6. О. А. Ткаченко, В. А. Ткаченко, Д. Г. Бакшеев и др., *Письма в ЖЭТФ* **71**, 366 (2000).
7. А. А. Быков, Д. Г. Бакшеев, Л. В. Литвин и др., *Письма в ЖЭТФ* **71**, 631 (2000).
8. В. А. Ткаченко, А. А. Быков, Д. Г. Бакшеев и др., *ЖЭТФ* **124**, 351 (2003).
9. А. А. Быков, Д. В. Номоконов, А. К. Бакаров и др., *Письма в ЖЭТФ* **78**, 36 (2003).
10. С. Н. Yang, M. J. Yang, K. A. Cheng, and J. C. Culbertson, *Phys. Rev.* **B66**, 115306 (2002).
11. В. А. Ткаченко, З. Д. Квон, Д. В. Щеглов и др., *Письма в ЖЭТФ* **79**, 168 (2004).
12. O. Estibals, Z. D. Kvon, J. C. Portal et al., *Physica* **E13**, 1043 (2002).
13. В. А. Ткаченко, З. Д. Квон, О. А. Ткаченко и др., *Письма в ЖЭТФ* **76**, 850 (2002).
14. T. Nakanishi and T. Ando, *Phys. Rev.* **B54**, 8021 (1996).
15. K. N. Pichugin and A. F. Sadreev, *Phys. Rev.* **B56**, 9662 (1997).
16. T. Usuki, M. Saito, M. Takatsu et al., *Phys. Rev.* **B52**, 8244 (1995).
17. T. Ando, *Phys. Rev.* **B44**, 8017 (1991).
18. Ya. M. Blanter and M. Büttiker, *Phys. Rep.* **336**, 1 (2000).
19. A. Fuhrer, S. Lüscher, T. Ihn et al., *Nature* **413**, 822 (2001).
20. E. K. Heller and F. C. Jain, *J. Appl. Phys.* **87**, 8080 (2000).